Untersuchungen und Wellenlängenbestimmungen im roten und infraroten Spektralbezirk

---

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

einer

Hohen naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Eberhard-Karls-Universität Tübingen

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

vorgelegt von

Karl Wilh. Meißner
aus Reutlingen

Leipzig
Verlag von Johann Ambrosius Barth
1916

Von der Fakultät angenommen am 30. Juli 1915.
Referent: Prof. Dr. Paschen.

Abgedruckt in den Annalen der Physik:
Bd. 50, S. 713—728.
Bd. 51, S. 95—118.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig. 548

4. *Untersuchungen und Wellenlängenbestimmungen im roten und infraroten Spektralbezirk;* *von K. W. Meißner.*

Obgleich schon seit geraumer Zeit[1]) verschiedene Verfahren bekannt sind, die es gestatten, auf photographischem Wege den roten Spektralbereich und den Beginn des infraroten Gebietes zu erschließen, ist trotzdem die Forschung in diesem Teile der Spektroskopie aus Gründen technischer Natur weit hinter der im sichtbaren und ultravioletten Teile zurückgeblieben. Vor allem fehlte es an einem geeigneten Farbstoff, der in bequemer Weise gestattete, brauchbare Platten herzustellen.

Seitdem aber die Höchster Farbwerke die bekannten Rotsensibilisatoren Dicyanin und Dicyanin A in den Handel gebracht haben, sind diese Schwierigkeiten beseitigt, und bei Anwendung geeigneter Sensibilisierungsvorschriften ist es verhältnismäßig einfach geworden, das ganze rote Spektralgebiet bis ungefähr 9300 Å.-E. zu erschließen.

Die vorliegenden Messungen gingen aus einer Vorarbeit zu interferometrischen Messungen im roten Spektralbereich hervor.

Das Eisenspektrum, das zurzeit die Normalen für genaue Messungen liefert, erscheint für den Bereich oberhalb 6400 Å.-E. ungeeignet: die Linien sind nicht sehr stark, weniger zahlreich und vielleicht ist teilweise auch ihre Struktur nicht einfach, wie man aus den außerordentlich großen Abweichungen

1) H. C. Vogel, Ber. d. Chem. Ges. **6.** p. 1302. 1873; **7.** p. 976. 1874. J. M. Eder, Wien. Ber. **90.** I. p. 1097. 1884; **92.** II. p. 1346. 1885; **93.** II. p. 4. 1886; **94.** II. p. 75 u. p. 378. 1886. J. C. B. Burbank, Phil. Mag. (5) **26.** p. 391. 1888. Higgs, Proc. Roy. Soc. **49.** p. 345. 1891. H. Lehmann, Arch. f. wissensch. Photogr. II. p. 216. 1900. H. Hermann, Ann. d. Phys. **16.** p. 684. 1905; vgl. ferner ein besonderes Verfahren bei Abney, Phil. Trans. 171. II. p. 653. 1880.

der Messungen von Burns[1]) und Eversheim[2]) schließen kann. Auch das Bariumspektrum, das Werner[3]) gemessen hat, erscheint mir nicht sehr brauchbar zu sein, da die Intensität der Linien viel zu sehr variiert und außerdem sehr viele Linien bei großer Dichte auch im Vakuumbogen umgekehrt sind.

Auf der Suche nach einem geeigneten Normalenspektrum habe ich sehr viele Elemente untersucht, aber keines als durchaus geeignet gefunden. Die Messungen der wichtigsten gebe ich in dieser Arbeit.

Interferometrische Messungen von Neon und Argon sollen in Bälde veröffentlicht werden.

§ 1. Die photographischen Platten.

Besondere Sorgfalt wurde auf die Herstellung der infrarotempfindlichen Platten verwendet. Teilweise gemeinsam mit Hrn. A. Ignatieff aus Tomsk (Sibirien) wurden alle bisherigen Verfahren mit Cyanin und Dicyanin geprüft, und insbesondere durch Beschleunigung des Trocknungsprozesses wurde ein Verfahren ausgearbeitet, das bei normalen Verhältnissen Platten liefert, die bis zur Wellenlänge 9300 Å.-E. gut empfindlich sind. Das Verfahren[4]) ist folgendes:

0,1 g Dicyanin oder Dicyanin A werden in 100 ccm heißen absoluten Alkohols in einer gegen Licht geschützten Flasche unter kräftigem Schütteln gelöst. Von dieser längere Zeit haltbaren Lösung nimmt man 3 ccm auf ein Gemisch von 50 ccm gewöhnlichen Alkohols, 50 ccm destillierten Wassers und 6 ccm starken Ammoniaks. In diesem Bade, das eine Temperatur von 20—22° besitzen soll, werden gewöhnliche Trockenplatten 3 Minuten lang gebadet, dann, nachdem die noch anhaftende Flüssigkeit abgeschleudert und die Rückseite trocken gerieben ist, auf einen mit Wasser von 35° gefüllten Blechkasten gesetzt und im heißen Luftstrom eines Ventilators in (ungefähr) 2 Minuten getrocknet.

---

1) K. Burns, Journ. d. Phys. (5) **3.** p. 457. 1913; Compt. rend. **156.** p. 1611. 1913; „The arc spektrum of iron", Lick Observatory Bulletin 1913.

2) P. Eversheim, Ann. d. Phys. **45.** p. 454. 1914.

3) H. Werner, Ann. d. Phys. **44.** p. 289. 1914.

4) Vgl. L. Geiger, Ann. d. Phys. **39.** p. 780. 1912.

Ein Hauptaugenmerk ist darauf zu richten, daß auch das Dunkelzimmer auf eine Temperatur von ca. 22° gebracht wird, und daß die Sättigung der Zimmerluft mit Wasserdampf vor der Sensibilisation vermieden wird. Denn wie schon oben hervorgehoben wurde, trägt die Beschleunigung der Trocknung wesentlich zur Erhöhung der Empfindlichkeit bei.

In vielen Rezepten wird der Zusatz von ein paar Tropfen Silbernitratlösung empfohlen; doch erhöht dies die Empfindlichkeit in keiner Weise. Außerdem schleiern die so behandelten Platten schon am zweiten Tage sehr stark. Auch Exponieren in halbfeuchtem Zustande, sowie Vorbelichten mit rotem oder weißem Licht brachte keinen merklichen Vorteil.

Die Platten, die nach dem oben genannten Verfahren hergestellt sind, haben ihre größte Empfindlichkeit am zweiten Tage und halten sich ohne zu schleiern in nicht zu warmer Temperatur 4—5 Tage; die Empfindlichkeit sinkt freilich in den letzten Tagen bis auf die Hälfte der ursprünglichen herab.

Es ist durchaus nicht gleichgültig, welche Plattensorte sensibilisiert wird. Mit Hauffs Moment- und Ultrarapidplatten erhielt ich immer schlechte Resultate; weitaus mehr erreichte ich mit Schleussners „Moment, gelb Etikett", einer Platte, die insbesondere wegen der großen Gleichmäßigkeit der Schicht bevorzugt werden kann. Die weitaus besten Resultate erhielt ich mit Fabrikaten von Westendorp & Wehner, Köln, und Wratten & Wainright, London. Besonders diese gaben auch bei nicht zu sorgfältiger Behandlung gute Resultate.

Einen Nachteil besitzen diese sensibilisierten Platten: ein Korn, das an und für sich unbelichtet ist, aber in der Nähe eines belichteten liegt, wird bei der Entwicklung auch geschwärzt. Dadurch erscheint eine feine Linie bei starker Vergrößerung unregelmäßig gezackt, was die Messung oft sehr erschwert und, falls es auf große Genauigkeit ankommt, ganz unmöglich macht.

Diesen Nachteil kann man fast ganz beseitigen, wenn man die Platten nach dem Sensibilisierungsbad in einem Bade von gleichen Teilen Alkohol und Wasser abspült und so die Gelatineschicht vom überschüssigen Farbstoff befreit.

Für manche Zwecke, z. B. zur Auflösung enger Linienkomplexe, ist es nötig, Platten von großer Auflösungskraft zu besitzen, wozu sich im allgemeinen die Diapositivplatten vorzüglich eignen. Die Sensibilisation dieser Platten habe ich auch mit Erfolg vorgenommen; allerdings erhielt ich brauchbare Resultate nur bis 8600 Å.-E.

Bei der Präparation dieser Platten muß man sehr peinlich verfahren: dem Sensibilisierungsbade, das höchstens 20° aufweisen darf, werden nur 3 ccm Ammoniak zugesetzt. Getrocknet wird ohne Wasserkasten, einfach im heißen Ventilatorstrome. Auch wird die Rückseite der Platte in diesem Falle nicht trocken gerieben, um durch den Verdunstungsprozeß auf beiden Seiten der Platte diese auf einer tieferen Temperatur zu belassen.

Die gewöhnlichen Platten wurden mit Glycin (1 : 10), je nach der Belichtungsdauer, in 20—30 Minuten entwickelt. Die entwickelten Platten zeigen, wenn sie richtig sensibilisiert wurden, einen leichten, blaugrauen Schleier, der für das Ausmessen der Platten in keiner Weise hinderlich ist. Überdies kann er leicht durch die Behandlung mit Farmerschem Abschwächer entfernt werden.

Die Diapositivplatten erfordern, um ein Fleckigwerden der Platten zu vermeiden, eine etwas andere Behandlung. Sie werden nach der Exposition zuerst 5 Minuten in einem Alkohol-Wasserbade behandelt, um sie vom Farbstoff möglichst zu befreien, und dann in 3 Minuten mit einem Rapidentwickler hervorgerufen. Auf diese Weise behandelte Diapositivplatten waren glasklar, während sie bei anderer Behandlung einen schmutzigen, gelbgrünen Schleier aufwiesen.

§ 2. Anordnungen, Lichtquellen, Auswertung der Platten.

Die meisten Messungen wurden mit der von E. Lorenser[1]) beschriebenen Anordnung ausgeführt. Die große Lichtstärke, die die Runge-Paschensche Aufstellung mit sich bringt, ist natürlich für Untersuchungen im Rot und Infrarot von großer Bedeutung. Die Dispersion betrug in erster Ordnung ca. 10 Å.-E. pro Millimeter, so daß die erreichte Meßgenauigkeit 3—5 Hundertstel Å.-E. beträgt.

1) E. Lorenser, Diss. Tübingen 1913.

Der beschränkte Raum, in dem die Gitteranordnung aufgebaut ist, läßt Aufnahmen nur bis zur Wellenlänge 13000 Å.-E., d. h. bis zur Wellenlänge 6500 Å.-E. zweiter Ordnung zu. Ich war also gezwungen, immer in erster Ordnung zu arbeiten.

Für manche Zwecke war aber eine größere Dispersion erforderlich; deshalb habe ich eine Zeitlang eine andere Anordnung mit Plangitter (Autokollimation) aufgebaut.

Dieser Aufbau war folgendermaßen getroffen (vgl. Fig. 1): Vom Spalt fiel das Licht auf den 3,25 m entfernten Brashearschen Hohlspiegel von 6,5 m Krümmungsradius. Von ihm wurde das Licht parallel auf das große Rowlandsche Plangitter, das von Frau Kommerzienrat Hauswaldt gestiftet ist, geworfen, von diesem auf denselben Hohlspiegel

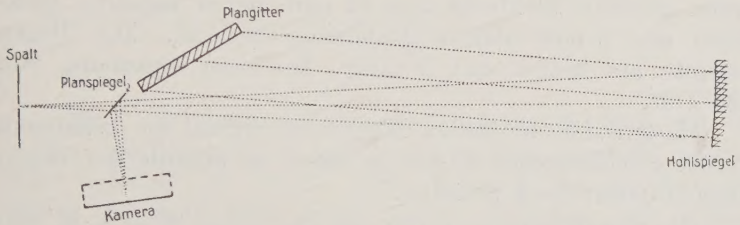

Fig. 1.

zurückgebeugt, der nun unter Zuhilfenahme eines kleinen Planspiegels das Spektrum in der Kamera entwarf. Durch Drehen des Gitters konnte die gewünschte Spektralgegend in die Kamera gebracht werden. Das Gebiet, das auf diese Weise bei *einer* Aufnahme photographiert werden konnte, betrug 400 Å.-E. in erster, 200 Å.-E. in zweiter Ordnung. In erster Ordnung kamen ca. 5 Å.-E. auf 1 mm, in zweiter Ordnung also ca. 2,5 Å.-E.

Mit dieser Anordnung habe ich die Wellenlängen Sauerstoff[1]) 77 und 84, Schwefel 92, Chrom 90 und 69 bestimmt und außerdem einige Rubidiumlinien (vgl. Meßresultate!).

Da ich für die Wellenlängen oberhalb 8824 Å.-E. keine Normalen in erster Ordnung zur Verfügung hatte, war ich hier genötigt, gegen Eisen zweiter Ordnung zu messen, und es

1) Physik. Zeitschr. **15.** p. 668. 1914.

erhob sich die Frage, ob sich hier keine systematischen Abweichungen einschlichen, die durch Gitter- oder Aufstellungsfehler hervorgerufen wurden (Kaysersche Fehler).

Diese Frage wurde an verschiedenen Eisenaufnahmen geprüft. Nachdem durch photographisches Justieren der Fokus genau festgelegt war, wurden verschiedene rote Linien, deren Wellenlänge von Burns bestimmt war, gegen Normalen der zweiten Gitterordnung gemessen, und es zeigte sich hierbei volle Übereinstimmung (natürlich innerhlab meiner Fehlergrenze $\pm$ 0,03 Å.-E.) der Burnsschen und der von mir gefundenen Werte. Somit konnte ich, ohne systematische Fehler befürchten zu müssen, die äußersten roten Linien gegen zweite Ordnung bestimmen.

Die Eisennormalen lieferte mir eine Handregulierlampe, deren positive Elektrode aus 12 mm, deren negative Elektrode aus 8 mm dickem Rundeisen bestand. Der Bogen brannte am besten mit 5 Amp. bei einer Spannung von 220 Volt.

Hatten sich an beiden Elektroden einmal die bekannten Perlen geschmolzenen Eisens gebildet, so brannte der Bogen ohne Aufsicht 3—4 Stunden.

Die Expositionszeit betrug für das Gebiet 8500 Å.-E. einschließlich 20—30 Minuten, für die längeren Wellen bis zu 1 Stunde.

Die untersuchten Substanzen wurden entweder direkt auf die Anode des Eisenbogens gebracht, oder, falls dies nicht angängig war, wurde die Eisenanode durch eine ausgebohrte Dochtkohle ersetzt, in deren Höhlung die zu untersuchende Substanz gebracht wurde.

Kam es darauf an, die Linien eines Elementes möglichst scharf zu bekommen, so wurde die Substanz mit der von E. Lorenser beschriebenen Vakuumlampe untersucht.

Da hier ein Austausch von Kohle- und Eisenelektroden natürlich recht umständlich gewesen wäre und zudem keinen Vorteil gebracht hätte, da die meisten Eisenlinien des äußersten Rots im Vakuumbogen sehr schwach werden, so wurde für diese Aufnahmen folgende, in Fig. 2 dargestellte Anordnung getroffen. Der in gehöriger Richtung und in einer der Brennweite der benutzten Abbildungslinse angepaßten Entfernung vor dem Spalt S des Gitterzimmers aufgebaute Vakuumbogen V

wird durch die Linse L_2 auf dem Spalt S abgebildet. Um die Linien der untersuchten Substanz gegen Eisennormalen messen zu können, wurde hinter der Vakuumlampe noch ein Eisenbogen E aufgebaut, der durch die Linse L_1 genau in V und damit scharf auf dem Spalt abgebildet wurde.

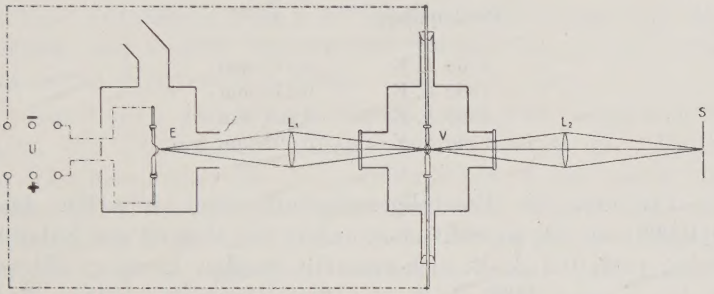

Fig. 2.

Bei sehr lange dauernden Aufnahmen muß oft die untere (positive) Kohle mit neuer Substanz gefüllt werden. Dies geschah am besten vom oberen Tubus der Vakuumlampe aus mit Hilfe eines kleinen Trichters mit langem Ansatze.

Die erhaltenen Aufnahmen wurden mit einem Zeissschen Komparator, der noch $^1/_{10000}$ mm zu schätzen gestattet, vorwärts und rückwärts ausgemessen, wobei jede Linie mindestens viermal eingestellt wurde. Zwischen zwei, ca. 400 Å.-E. entfernten Eisennormalen wurden die Wellenlängen der übrigen Linien linear interpoliert, wobei eine Rechenmaschine von Burckhardt ausgezeichnete Dienste leistete. Da aber die Dispersion keine exakt normale ist, so ergeben die noch übrigen, mitgemessenen Eisennormalen Abweichungen, die, als Funktion der Wellenlänge auf Millimeterpapier aufgetragen, eine Korrektionskurve ergeben, aus der für jede Linie die zugehörige Korrektion abgelesen und damit die genaue Wellenlänge festgestellt werden kann.

Galt es, lichtschwache Linien zu messen, die mit dem Gitter in kurzer Expositionszeit nicht zu erhalten gewesen wären, so wurde die Aufnahme mit einem lichtstarken Hilgerschen Prismenapparat ausgeführt und die Wellenlänge ent-

weder graphisch oder mit der Dispersionsformel von Hartmann ermittelt. Hier ist natürlich die Genauigkeit selbst bei scharfen Linien bedeutend kleiner, wie man aus folgenden Angaben über die Dispersion dieses Apparates sieht:

Bei der Wellenlänge	entspricht 1 Å.-E.
6000 Å.-E.	0,017 mm
7000 Å.-E.	0,010 mm
8000 Å.-E.	0,007 mm
9000 Å.-E.	0,004 mm

Da nun die Einstellgenauigkeit einer scharfen Linie $\pm$ 0,003 mm ist, so sieht man, daß in der Gegend der Natriumlinien noch 0,2 Å.-E. sichergestellt werden können, während in der Gegend 9000 Å.-E. die Ermittlung der halben Å.-E. schon unmöglich wäre.

Es empfiehlt sich übrigens sehr, bei der Untersuchung einer Substanz in einem unbekannten Gebiet stets wenigstens *eine* Aufnahme mit einem Prismenapparat zu machen. Während man nämlich die gewöhnlichen Geister einer Linie bei Gitteraufnahmen leicht finden kann, macht dies bei den Lymanschen Geistern insbesondere dann Schwierigkeiten, wenn sie von Linien herrühren, die im unsichtbaren Teile des Spektrums liegen. Denn hier versagt das Hilfsmittel, das man sonst zur Erkennung dieser Geister benutzt, und nur eine Prismenaufnahme, die eben nur reelle Linien enthält, kann in solchen Fällen Klarheit schaffen.

§ 3. Untersuchungen im Spektrum des Cäsiums.[1])

Das Cäsiumspektrum besitzt im Rot und Infrarot äußerst starke Linien, die aber bis heute nur mit einem geringen Grad der Genauigkeit gemessen werden konnten.

---

1) Nachdem ich meine Messungen schon beendet hatte, erhielt ich durch Hrn. Prof. Paschen Kenntnis von Wellenlängenmessungen roter Linien, die Eder ausgeführt hat (Sitzungsber. der k. Akad. d. Wiss. in Wien, Math.-Nat. Klasse **123.** Abt. IIa. Dezember 1914; **124.** 1. u. 2. Heft). Eders längste gemessene Wellenlänge ist Barium 8559. Auf diese beiden Abhandlungen beziehen sich meine Anmerkungen.

Ich habe das Spektrum sowohl im Luft- wie Vakuumbogen untersucht und dabei merkwürdige Unterschiede bei der Bergmannserie gefunden.

Für die Vakuumaufnahmen war die Ausbohrung der positiven Kohle der Vakuumlampe mit geschmolzenem Cäsiumchlorid (Kahlbaum) gefüllt. Eine solche Füllung reichte für zwei Aufnahmen von je 45 Minuten vollkommen aus. Am hellsten und besten brannte die Lampe bei 5 mm Druck und einem Strom von 8 Amp.

Die Linien des Vakuumbogens waren, im Gegensatz zu denen des Luftbogens, äußerst scharf. Selbst die Glieder der Bergmannserie, die bei gewöhnlichen Verhältnissen die unschärfsten des ganzen Spektrums sind, waren hier sehr gut definiert, so daß die ersten Glieder bis auf wenige Hundertstel Å.-E. genau gemessen werden konnten. Die höheren Glieder werden freilich mit wachsender Seriennummer auch im Vakuum unschärfer und so schwach, daß ich sie nur mit dem Hilgerschen Spektrographen erhalten und ihre Wellenlänge bis auf etwa 1 Å.-E. genau ermitteln konnte.

Wie schon erwähnt, sind am interessantesten die Linien der Bergmannserie.

Was ihre Struktur betrifft, so zeigen meine Vakuumaufnahmen durchaus nichts Neues. Sie besteht aus Paaren konstanter Schwingungsdifferenz ($\Delta\nu = 97{,}75$). Anders im Luftbogen! Hier traten außer den starken Paaren noch zugehörige schwache Paare auf, die ebenfalls die Schwingungsdifferenz 97 aufweisen. Diese schwachen Paare sind noch unschärfer als die starken; die Seite der größten Unschärfe liegt gegen die kurzen Wellenlängen, während sie bei den starken Paaren den langen Wellen zu liegt.

Aus dieser Struktur folgt also die merkwürdige, neue Tatsache, daß die Bergmannserie nicht bloß durch *einen* Term Δp charakterisiert ist, sondern durch zwei.

Leider konnte ich diese schwachen Paare, die also, wie gesagt, nur im Luftbogen auftreten, bloß bei den Gliedern $5\,\Delta p$ und $6\,\Delta p$ messen, bei dem Glied $7\,\Delta p$, wo die Unschärfe schon sehr groß ist, gerade noch feststellen. Nach diesen drei Gliedern zu urteilen, scheint folgendes der Fall zu sein:

1. Die Unschärfe der starken und schwachen Glieder nimmt mit wachsender Ordnungszahl zu.

2. Die Intensität der starken Glieder nimmt (wie gewöhnlich) mit wachsender Seriennummer ab.

3. Die Intensität der schwachen Glieder nimmt relativ zu der Stärke der Grundglieder mit wachsender Seriennummer zu.[1])

Alle diese Verhältnisse wollte ich weiter verfolgen und untersuchte insbesondere Kalium und Rubidium, wo ich einige Glieder der Bergmannserie noch hätte erhalten sollen, bei Kalium $7\,\Delta p$ (8906) und $8\,\Delta p$ (8504), bei Rubidium $6\,\Delta p$ (8874), $7\,\Delta p$ (8275), $8\,\Delta p$ (7920 ber.). Leider waren aber alle Bemühungen vergebens. Dagegen konnte ich bei Aluminium im Luftbogen die Glieder 5, 6, $7\,\Delta p$ photographieren und wenigstens die zwei ersten genau messen (vgl. weiter unten die Messungen von Aluminium). Doch konnten diese Messungen in der oben genannten Weise keineswegs fördern, da hier die Bergmannserie aus sehr engen Dublets ($\Delta\nu = 1{,}2$) besteht, die ich nur als einfache Linien messen konnte.

Im folgenden gebe ich eine Zusammenstellung aller von mir gemessenen Cäsiumlinien, wobei ich noch die Meßresultate neuerer Arbeiten anführe.

Außerdem gebe ich das Serienschema der Bergmannserie. Wegen der geringen Genauigkeit der höheren Glieder habe ich aber davon abgesehen, die Grenzen zu berechnen und damit einen neuen Beweis für die Richtigkeit der Hypothese zu liefern, daß die Grenzen der Bergmannserie gleich den Termen des ersten Gliedes der ersten Nebenserie sind.

Für die folgende Zusammenstellung bemerke ich noch, daß die Grundlinie von Cs 8521.18 Å.-E. von Eder bei Cäsium nicht angeführt ist. Dagegen mißt er eine Rubidiumlinie 8521.21, die ohne Zweifel Cs $2\,p_1$ ist. Ebenso scheint die bei Cäsium angegebene Linie 7800.11, Rubidium 7800.3 zu sein.

---

1) In dem „Atlas typischer Spektren" von Eder und Valenta findet man auf Tafel XX das Caesiumspektrum dargestellt. Man kann dort drei Glieder der Bergmannserie sehen (das dritte nur eben angedeutet). Insbesondere bei dem Glied $6\,\Delta p$ kann man auch das schwache Paar finden. Den Herausgebern ist dies allerdings entgangen, und ich selbst wurde erst darauf aufmerksam, als ihre Existenz durch meine Aufnahmen erwiesen war.

Tabelle der roten Cäsiumlinien.

Intensität und Charakter	Meißner Luftbogen	Meißner Vakuum	Eder	Eder und Valenta	Saunders	Randall	Lehmann	Serienbezeichnung
2	9208,68					9209,7 ± 1,0	9211,86	4 d'
3	9172,28					9173,7 ± 1,0	9171,38	4 d
6 R	8943,68					8945,0 ± 1,5	8949,92	2 p_2
4	8761,30					8762,1	8766,10	4 d'
10 R	8521,18		(8521,21)			8522,9	8527,72	2 p_1
8 u. r.	8079,46	8079,24 (7)				8082,4	8082,02	5 Δp
2 u. v.	8053,35							5 $\Delta p'$
8 u. r.	8016,28	8015,90 (7)				8019,5	8019,62	5 Δp
2 u. v.	7990,68							5 $\Delta p'$
10	7943,90		7944,1		7944,7			3,5 s
10	7608,93		7609,28		7609,7		7616,58	3,5 s
6 u. r.	7280,80	7280,34 (6)		7280,5	7280,5			6 Δp
4 u. v.	7270,70							6 $\Delta p'$
6 u. r.	7229,28	7228,85 (6)		7228,8	7228,8		7227,46	6 Δp
4 u. v.	7219,70							6 $\Delta p'$
6	6983,37		6983,39 R		6983,8			5 d'
6	6973,11		6973,35 R		6973,1			5 d
4 u	6871,10	s. Anm.		6872,6	6872,6			7 Δp
4 u	6825,11	,,		6826,9	6826,9			
							6629,78	8 Δp

Anm. Dieses Paar konnte ich infolge einer Reihe unglücklicher Zufälle nicht im Vakuum messen. Daher die schlechte Übereinstimmung im Serienschema. Mit Korrektion $\lambda_{\text{Luft}} - \lambda_{\text{Vakuumbogen}}$ stimmt sie aber ziemlich gut. Betreffs den mit Hilgerspektrograph gemessenen Linien vgl. Serienschema auf folgender Seite.

Schema der Bergmannserie von Cäsium.

Grenzen (nach Dunz) 16809,00 und 16906,90.

m	4	5	6	7	8	9	10	11	12
λ Rowl.	10124,1	8079,52	7280,62	6871,35	6629,01	6473,1	6366,4	6289,4	6232,4
ν Vak.	9874,8	12373,62	13731,36	14549,24	15081,14	15444,25	15703,27	15895,47	16040,81
$m\,\Delta p$	6934,2	4435,38	3077,64	2259,76	1727,86	1364,75	1105,63	914,43	768,19
$\Delta\lambda$		0	0	+ 0,34	− 0,07	+ 0,19	+ 0,61	+ 0,58	+ 0,73
λ Rowl.		8053,65	7270,98						
ν Vak.		12413,35	13749,55						
$m\,\Delta p'$		4395,65	3059,45						
λ Rowl.	10025,4	8016,20	7229,13	6825,36	nicht gemessen; fällt beinahe zusammen mit Linie 4,5 s.; berechnet ergibt sich $\lambda_{Vak.}$ 6588,13	6432,2	6327,0	6251,3	
ν Vak.	9972,0	12471,33	13829,14	14647,25		15542,43	15801,03	15992,33	
$m\,\Delta p$	6934,9	4434,57	3077,76	2259,65		1364,47	1105,87	914,57	
$\Delta\lambda$		+ 0,12	+ 0,06	+ 0,28		+ 0,27	+ 1,00	+ 1,03	
λ Rowl.		7990,90	7219,98						
ν Vak.		12510,81	13847,66						
$m\,\Delta p'$		4396,09	3059,24						

§ 4. Messungen in anderen Spektren.

Im Nachstehenden gebe ich Zusammenstellungen anderer roter und ultraroter Linien, die ich aus verschiedenen Anlässen gemessen habe. Konnte ich mit Sicherheit konstatieren, daß eine Linie auch im Sonnenspektrum vorhanden ist, so habe ich dies besonders erwähnt.

1. Eisenlinien.

Die Eisenlinien werden gegen das rote Ende des Spektrums zu immer spärlicher. Oberhalb 8824 fand ich, in Übereinstimmung mit Geiger[1]), nur folgende Linien:

Intensität	λ Int. System	Geiger, korr.	Bemerkungen
2	8842,19	8842,23	nicht in Sonne
2	8876,08	8876,10	nicht in Sonne
3	8999,50	8999,52	stark in Sonne

Es ist hier übrigens sehr auffallend, daß die zwei ersten Linien nicht im Sonnenspektrum vorhanden sind, während man sonst alle stärkeren Eisenlinien dort finden kann.

Die Linie 8893,75 (Int. 2), die in der Tabelle der Eisenlinien bei Kayser aufgeführt ist (allerdings mit Fragezeichen), habe ich auf keinen Aufnahmen finden können, so daß damit ziemlich sichergestellt ist, daß es eine Eisenlinie mit dieser Wellenlänge nicht gibt.

2. Natrium.

Intensität	λ Intern. Einh.	Eder	Bemerkungen
8	8194,94	8194,92	Bei Eder umgekehrt, bei mir nicht.
8	8183,31	8183,35	

3. Kalium.

Intensität	λ Intern. Einh.	Eder	Burns
10 nicht umgekehrt	7664,94	—	7664,93
10 nicht umgekehrt	7698,97	—	7698,98
20 umgekehrt	7664,94	7664,95	—
20 umgekehrt	7699,01	7699,02	—

1) L. Geiger, Ann. d. Phys. **39.** p. 787. 1912.

4. Rubidium.

Intensität	λ Intern. Einh.	Eder	Bemerkungen
6 u. r.	7757,86	7757,70 Eder u. Valenta	Serienbez. 4 d
3	7759,63	7759,6	„ 4 d'
10 R	7800,30	7800,30	„ 2 p_1 } Mit Plan-
10 R	7947,63	7947,63	„ 2 p_2 } gitter

5. Aluminium.

Intensität	λ Intern. Einh.	Paschen[1])	Bemerkungen
3 u	7466	—	mit Maßstab und Lupe gemessen.
5	7836,85	—	Serienbez. 6 Δp
4	8774,56	8775,10	„ 5 Δp

Die Messung dieser Linien wird dadurch erschwert, daß sich durch das ganze Spektrum ein Bandenspektrum zieht, das wahrscheinlich dem Aluminiumoxyd zuzuschreiben ist. Im Vakuumbogen, wo das Bandenspektrum nur sehr schwach auftritt, ist jedoch von den Bergmannserienlinien keine Spur zu finden.

6. Calcium.

Intensität	λ Intern. Einh.	Eder	Lorenser[2]), korr.
3	8498,02	8498,11	8498,03
6	8542,25	8542,25	8542,14
5	8662,12	—	8662,18

Hier weichen die Werte von Eder ganz bedeutend ab, und ich glaube bestimmt, daß seine Werte fehlerhaft sind, da ich diese Linien auf vielen Aufnahmen (auch im Sonnenspektrum, wo sie sehr stark sind) gemessen habe. Die Linie 8662 könnte bei mir mit einem größeren Fehler behaftet sein, da sie mit der Eisenlinie 8661,9 koinzidiert. Für die Linie Calcium—Eisen finde ich die Wellenlänge 8662,02; da ich nun den Schwerpunkt messe und die Intensität der beiden Linien gleich ist, ergibt sich aus dem Wellenlängenwert der Eisenlinie 8661,920 der Wert für Calcium als 8662,12.

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. **29.** p. 630. 1909.
2) E. Lorenser, Diss. Tübingen 1913.

7. Silber.

Intensität	λ Intern. Einh.	Eder	Randall
10	7687,87	7687,89	7688,2
10	8273,59	—	8274,1

8. Kupfer.

Intensität	λ Intern. Einh.	Eder	Randall
10	7933,24	7933,25	7935,0
10	8092,78	8092,78	8093,8

9. Chrom.

Intensität	λ Intern. Einh.	Rowland	Bemerkungen
2	6881,68	6881,983	
3	6882,38	6882,784	
4	6883,06	6883,325	
4	6924,16		Dieses komplizierte Triplet ist im Sonnenspektrum zu finden.
3	6925,26	6925,134	
(1)	6926,00		
6	6978,48		
4	6979,85		
3′	6980,88		
3	9010,00		Dieses Triplet fehlt im Sonnenspektrum
2	9017,06		
1	9021,68		
1	8947,12		
1	8976,75		
0	9290,30		

10. Uran.

Die folgende Tabelle der Uranlinien gebe ich nur deshalb, weil sich einige sehr starke Linien darunter befinden, die vielleicht geeignet sind, als Normalen in diesem Gebiet zu dienen. Ob sie sich aber zu einer interferometrischen Messung eignen, kann ich nicht sagen. Keine dieser Linien ist im Sonnenspektrum zu finden.

Intensität	λ Intern. Einh.	Intensität	λ Intern. Einh.
6	8223,08	4	8504,62
6	8262,12	4	8540,21
4	8318,49	5	8570,49
3	8337,59	8	8607,92
4	8381,95	4	8691,25
3	8441,20	2	8710,74
6	8445,41	2	8753,77
6	8450,05	3	8757,99
4	8496,12		

11. Schwefel.

Intensität		λ Intern. Einh.	Bemerkungen
Triplet	3	9212,80	Die Messungen dieser Linien sowie der folgenden Sauerstofflinien sind schon veröffentlicht (Physik. Zeitschr. **15.** p. 670. 1914). Ich gebe sie hier nur der Vollständigkeit wegen an. Das Schwefeltriplet befindet sich *nicht* auf der Sonne!
	2	9228,17	
	2	9237,71	

12. Sauerstoff.

Int.	λ in Sonne	λ in Fe-Bogen	frühere Messungen	Bemerkungen
7	7771,97	7771,98	7771,97	Runge u. Paschen, Wied. Ann. **61.** p. 641. 1897. Red. auf λ Int.
6	7774,20	7774,19	7774,00	
5	7775,42	7775,42	7775,67	
7	8446,36	8446,38	8446,42	Paschen, Ann. d. Phys. **27.** p. 562. 1908.
3	8446,76	8446,78		

Zur Erzeugung der Spektren diente bei den Alkalien und Calcium das Chlorid, bei Uran das Nitrat, bei den übrigen das Metall. Sauerstoff- und Schwefellinien wurden im Eisen- bzw. Schwefeleisenbogen erhalten.

Die vorliegende Arbeit wurde im Jahre 1914 im Physikalischen Institut zu Tübingen unter Leitung von Hrn. Prof. Paschen ausgeführt, dem ich auch an dieser Stelle meinen innigen Dank für die Anregung und vielfache Unterstützung ausspreche.

Zürich, Mai 1916.

(Eingegangen 2. Juni 1916.)

2. *Interferometrische Wellenlängenbestimmungen im roten Spektralbezirk;* *von K. W. Meißner.*

Apparate und Anordnung.

Für eine *genaue* Wellenlängenbestimmung der Spektrallinien, Emissions- wie Absorptionslinien, kommt heute nur eine Methode in Betracht: die Interferenzmethode von Fabry und Perot, die erlaubt, in bezug auf *eine* Normale (sogenannte „Normale erster Ordnung", Cadmium 6438,4696) alle übrigen Spektrallinien als „Normalen zweiter Ordnung" zu bestimmen.

Das Liniengitter, mit dem früher alle absoluten und interpolierten Wellenlängenbestimmungen ausgeführt wurden, eignet sich für die genaue Bestimmung solcher Normalen zweiter Ordnung nicht, wie Fabry und Perot[1]) und später Kayser[2]) gezeigt haben. Wohl aber können mit ihm zwischen den „Normalen zweiter Ordnung", sofern sie keine zu großen Abstände voneinander haben, andere Linien mit großer Genauigkeit interpoliert werden, die dann als „Normalen dritter Ordnung" anzusprechen sind.

Die Arbeit, das Normalensystem zweiter Ordnung bis ins Infrarot hinein weiterzuführen, hat als erster K. Burns[3]) unternommen, der mit einem lichtstarken Prismenapparat das Eisenspektrum bis 8824 Å.-E. auf interferometrischem Wege messen konnte. Außer Burns hat in neuerer Zeit Eversheim[4]) Messungen im Eisenspektrum jenseits 6500 Å.-E. angestellt; doch weichen manche seiner Werte um ganz beträchtliche Größen von den Burnsschen ab, wie man aus der folgenden Zusammenstellung ersehen kann (vgl. folgende Seite!).

Diese großen Abweichungen, die außerhalb bloßer Meßfehler zu liegen scheinen, geben zu denken (0,01 Å.-E. ent-

1) Astroph. Journ. **15.** p. 261. 1902.
2) H. Kayser, Astroph. Journ. **19.** p. 157. 1904.
3) K. Burns, Journ. d. Phys. (5) **3.** p. 457. 1913.
4) P. Eversheim, Ann. d. Phys. **45.** p. 454. 1914.

sprechen für mittlere Versuchsbedingungen rund $^5/_{100}$ mm Fehler im Ringdurchmesser!), zumal da bei den drei letzten Linien ein Gang vorhanden zu sein scheint.

Eversheim	Burns	Δ E.—B.
6546,250	0,247	+ 0,003
6592,920	0,925	— 0,005
6663,449	0,454	— 0,005
6677,997	8,000	— 0,003
6750,163	0,164	— 0,001
6945,216	0,215	+ 0,001
6978,862	0,861	+ 0,001
7187,356	0,348	+ 0,008
7207,445	0,431	+ 0,014
7445,800	0,781	+ 0,019

Auf jeden Fall ersieht man hieraus, wie notwendig es ist, daß auch dieses Gebiet einer gründlichen Untersuchung von verschiedenen Seiten unterzogen werde.

In der Absicht, einen Beitrag zu dieser Untersuchung zu liefern, bin ich an die vorliegende Arbeit herangetreten. Sie erstreckt sich auf die Spektren von Argon und Neon, die äußerst scharfe Linien besitzen und sich also für genaue Messungen ausgezeichnet eignen.

Da die Theorie der Methode von anderer Seite, so von Fabry und Perot, Lord Rayleigh und Eversheim[1]), ausführlich behandelt worden ist, so will ich hier nicht näher darauf eingehen und werde die dort entwickelten Resultate bei der Besprechung der Rechnungsmethode benutzen.

Für meine Untersuchungen standen mir eine reiche *Apparatur* zur Verfügung. Außer einem tadellos gearbeiteten *Interferometer* von Hilger hatte ich noch zwei ebenfalls von dieser Firma stammende *Etalons*[2]), deren Distanzstücke aus Ringen von geschmolzenem Quarz bestanden; ihre Dicke war 8,0 und 9,8 mm. Außer diesen Distanzstücken konnten noch zwei weitere benutzt werden von 3,1 und 5,4 mm Dicke; diese waren aus je drei möglichst gleichgroßen Fahrradstahlkugeln, die in einen Messingring gefaßt waren, hergestellt.

1) Ch. Fabry et A. Perot, Ann. d. Chim. **25.** p. 110. 1902; Lord Rayleigh, Phil. Mag. (6) **11.** p. 685. 1906; P. Eversheim, Ann. d. Phys. **30.** p. 815. 1909.

2) Dieselben, mit denen H. Werner die Bariumlinien bestimmte. Ann. d. Phys. **44.** p. 289. 1914.

In der Mechanikerwerkstätte des Physikalischen Instituts wurden dann noch weitere Distanzstücke von 3,2, 15 und 25 mm, sowie ein dazu passendes, den Hilgerschen ähnliches Gehäuse gefertigt. Diese Distanzstücke (vgl. Fig. 1) waren aus Stahlrohr gearbeitet. Sie wurden zunächst auf der Drehbank annähernd planparallel abgedreht; die Genauigkeit, mit der dies erfolgte, war erstaunlich; ergab doch eine komparatorische Messung, daß der Unterschied der längsten Mantellinie und der kürzesten nur 0,003 mm betrug. Hierauf wurden die Auflageflächen bis auf drei unter 120° voneinander entfernten Nasen etwa 0,5 mm tief abgefeilt und die drei Nasen der einen Fläche vollkommen poliert, während die der anderen Fläche roh poliert blieben, da an ihnen die nötigen Korrek-

Fig. 1.

turen vorgenommen wurden. Diese Korrektion wurde durch Beobachtung der Haidingerschen Ringe ermöglicht: Das Etalon wurde zusammengesetzt, wobei darauf geachtet wurde, daß die Druckfedern nur einen sanften Druck auf die Platten ausübten, und die Interferenzringe beobachtet. Quollen bei von links nach rechts gehendem Auge Ringe aus dem Mittelpunkt des Ringsystems heraus, so wurde die rechte Nase abpoliert und dies so lange fortgesetzt, bis die Ringe bei horizontaler Bewegung des Auges ruhig blieben; dann wurde ebenso die vertikale Richtung geprüft und korrigiert, dann wieder die horizontale, die jetzt natürlich nicht mehr ganz stimmte, und dieses Verfahren so lange fortgesetzt, bis die Ringe still stehen blieben, in welcher Richtung auch das Auge bewegt wurde.

Die Distanzstücke aus Stahl waren natürlich nicht so bequem wie die aus Quarz, da bei diesen 1° Temperaturänderung unmerklich bleibt, während dies bei den Stahlringen nicht mehr der Fall ist. Doch können trotzdem langdauernde Aufnahmen gemacht werden, wenn man die Etalons vor momentanen Temperaturänderungen durch ein Gehäuse aus

Pappe schützt, in dem nur zwei Öffnungen für den Ein- und Austritt des Lichtes angebracht sind.

Die *Halbversilberung* der planen Platten, die zur Herstellung der versilberten Luftschicht dienen, wurde durch Kathodenzerstäubung erhalten. Dieses Verfahren erwies sich als viel bequemer wie das chemische und liefert durchaus gleichmäßige Silberschichten, die selbst bei großer Durchlässigkeit schon ein bedeutendes Reflexionsvermögen besitzen. Dieses konnte durch Polieren mit einer Puderquaste, die sich auf der Welle eines Elektromotors rasch drehte, erhöht werden.

Die Fig. 2 stellt den Glasapparat dar, der zur Kathodenzerstäubung diente. Alles Wesentliche ist hieraus ersichtlich. *S* ist eine Silberplatte aus chemisch reinem Silber; sie wird durch einen starken, angelöteten Kupferdraht gehalten, der in die Glasröhre *G* eingekittet ist und zugleich als Stromzuleitung dient. *P* ist die zu versilbernde Glasplatte.

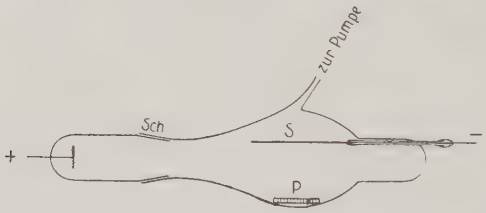

Fig. 2.

Um reine Spiegel zu erhalten, ist es notwendig, daß der Glasapparat bis Kathodenstrahlenvakuum ausgepumpt wird, und vor allem ist darauf zu achten, daß von dem Fett, das zur Dichtung des Schliffes *Sch* benutzt wird, nichts in das Innere des Apparates gelangt. Spiegel, die bei Anwesenheit von Fettdämpfen erhalten werden, reflektieren bedeutend weniger und zeigen in der Durchsicht ein schwärzliches Blau und nicht die wunderschöne blaue Farbe der reinen Silberspiegel. Als Stromquelle diente ein Induktorium mit rasch arbeitendem Deprezunterbrecher.

Die Platten wurden im allgemeinen so stark versilbert, daß die Zahl der reflektierten Bilder ca. 15—30 betrug.

Als Dispersionsapparate diente mir anfangs die schon früher[1]) angeführte Spektralanordnung mit Konkavgitter in

1) K. W. Meißner, Ann. d. Phys. **50.** p. 716. 1916.

Runge Paschenscher Aufstellung; später aber ein lichtstarker Prismenapparat, mit dem alle hier mitgeteilten Messungen gemacht wurden.

Um eine möglichst lichtstarke Interferenzerscheinung zu erhalten, benutzte ich eine Anordnung, bei der ein paralleles Strahlenbündel durch die versilberte Luftschicht geleitet wird. Die Aufstellung ersieht man aus der Fig. 3. Bei dieser Anordnung besorgt die Abbildung ein Hohlspiegel in Verbindung mit einem Planspiegel. L_s ist die Lichtquelle, die die Standardlinie liefert (eine Cadmiumquarzlampe von Heräus), L_x die Lichtquelle, deren Linien bestimmt werden sollen. Unter Verwendung des halbversilberten Spiegels H werden beide Lichtquellen zugleich mit Hilfe der Linse L auf dem Spalt S_1 abgebildet, der in der Brennweite der Linse L_1 angebracht ist.

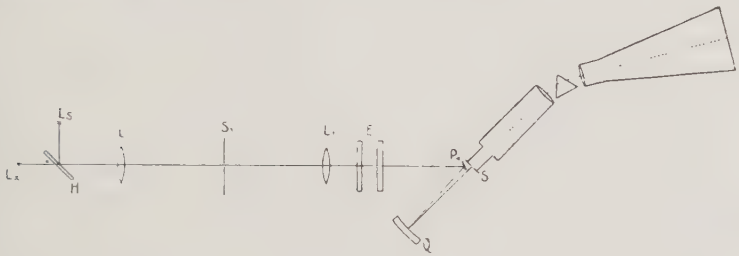

Fig. 3.

Das aus dem Interferometer E kommende Licht fällt zuerst auf den Planspiegel P, der möglichst nahe dem Spalt S aufgestellt ist, und von ihm auf den Hohlspiegel Q, der nun, wegen fast normaler Inzidenz der Strahlen auf dem Spalt S ein stigmatisches Bild der Interferenzerscheinung liefert.

Das System S_1L_1 war ein Kollimatorrohr eines Spektralapparates; Q ein Hohlspiegel von 250 mm Brennweite.

Der Aufbau war auf einem festen Steinpfeiler ausgeführt und alle Teile peinlich genau in *eine* optische Achse justiert. Am schnellsten und sichersten führte immer folgender Weg zum Ziel: Nach sorgfältiger Justierung des Spektrographen der so gestellt wurde, daß die optische Achse des Kollimatorrohres möglichst horizontal war, wurde an *die* Stelle der Kamera, der die Mitte des Spaltes entspricht, im gelbroten Teil des Spektrums eine hellglühende, kleine Glühlampe gebracht und die

Linse des Kollimatorrohres mit einer Blende von ca. 1 cm Öffnung abgedeckt. Es geht alsdann von der Mitte des Spaltes S ein schwach divergentes, schmales Strahlenbündel aus, das nun zuerst auf den Hohlspiegel Q fällt, der im Abstande seiner Brennweite vor dem Spalt S aufgestellt ist; von ihm aus geht also das Strahlenbündel als Parallelstrahlenbündel weiter. Der Hohlspiegel, der um eine vertikale Achse drehbar ist, wird nun so gedreht und geneigt, daß der Mittelstrahl des Strahlenbündels nach der Mitte von S zurückgelangt. Ist dies erreicht, so haben wir eine Garantie dafür, daß jetzt der Hohlspiegel seine richtige vertikale Stellung hat. Durch Drehen des Hohlspiegels lassen wir nun das Lichtbündel auf den möglichst nahe dem Spalt S aufgestellten Planspiegel fallen, führen mit ihm ebenfalls die oben beschriebene Mittelstrahloperation aus und senden nun das Licht in der gewünschten Richtung PS_1 weiter. Nachdem auch der Kollimator S_1L_1 in die richtige Lage gebracht ist, wird auf der Mitte von S_1 ein Lichtpunkt abgebildet und die Justierung in der Richtung $S_1L_1\,PQS$ geprüft und, wenn nötig, nachjustiert. Erst dann wird das Interferometer oder Etalon symmetrisch in den Strahlengang gebracht und nach Parallelstellen der versilberten Platten so gedreht und geneigt, daß die Mitte des Ringsystemes mit der Mitte des Spaltes zusammenfällt.

Diese Art der Justierung, die in der Beschreibung umständlicher erscheint als sie ist, eignet sich insbesondere dann, wenn der Spektrograph zu groß und unhandlich ist, so daß es schwierig ist, ihm nach der Justierung des übrigen Strahlenganges die richtige Stellung zu geben.

Das *Hilgersche Interferometer*, mit dem ich arbeitete, besaß zur Ermittlung der jeweiligen Plattenentfernung eine Skalenkombination, die es ermöglichte, noch $^1/_{10000}$ mm abzulesen. Die ganzen Millimeter wurden an einem Millimetermaßstab abgelesen, die Zehntel und Hundertstel an einer in hundert Teile geteilten Trommel, die durch ein Zahnrad mit der groben Bewegungsvorrichtung stetig gekoppelt war; die Tausendstel und Zehntausendstel ergaben sich aus der Ablesung an der Teilung der Feinbewegungsschraube.

Um nun aus diesen Ablesungen die Distanz der Interferometerplatten ermitteln zu können, ist es vor allem nötig, den Nullpunkt, d. h. die Ablesung, festzustellen, bei der die

Platten sich berühren. Die Platten zur Berührung zu bringen und dann die Ablesung zu machen, geht aus leicht begreiflichen Gründen nicht an. Am besten eignet sich zu diesem Zweck das bequeme Verfahren, das Ignatieff[1]) angewendet hat: Es werden die Interferometerplatten so lange voneinander entfernt, bis ein an einem Kokonfaden aufgehängtes Fahrradstahlkügelchen, dessen Dicke auf komparatorischem Wege ermittelt wurde, eben zwischen die Platten paßte. Die Skalenstellung wird abgelesen und eine Aufnahme gemacht, aus der man, da der ungefähre Abstand bekannt ist, den wirklichen ermitteln kann.

Beispiel:

Aufnahme I, 1, *a* und *b*. Temperatur 12,5°.

Stellung *a*: Kügelchen 7,159 mm.

Skalenablesung	07,4960 mm
Entfernung durch Berechnung . .	07,1600 ,,
Nullstellung	0,3360 mm

Stellung *b*. Ablesung: 11,8312 mm.

Entfernung nach *a*	11,4952 mm
Entfernung berechnet	11,4967 ,,
Differenz	−0,0015 mm

Die größte Differenz, die ich während der ganzen Arbeit zwischen zwei solchen Werten fand, war 0,003 mm, wobei aber zu beachten ist, daß eben nur bei einer bestimmten Temperatur die Interferometerschraube die Ganghöhe von 1 mm besitzt.

Die *photographische Kamera* des Spektrographen, mit dem die Interferometeraufnahmen gemacht wurden, war für Kassetten 9 : 12 cm eingerichtet; eine Verschiebevorrichtung ließ zu, daß vier Aufnahmen übereinander auf eine Platte gemacht wurden. Von diesen vier Aufnahmen waren gewöhnlich drei Interferometer- bzw. Etalonaufnahmen, die bei verschiedenem Abstand gemacht wurden, während die dritte zur Bestimmung der Vergrößerungszahl des Spektrographen, die man zur Wellenlängenberechnung benötigt, unternommen wurde. Diese gesonderte vierte Aufnahme war deshalb nötig, weil die Linien der untersuchten Gasspektren äußerst scharf sind und es deshalb in Frage stand, ob die auf dem Spalt gespannten Drähte gerade von einem hellen Interferenzstreifen

1) A. Ignatieff, Ann. d. Phys. **43**. p. 1127. 1914.

getroffen würden. Entweder wurde nun diese „Vergrößerungsaufnahme" bei sehr großer Distanz ausgeführt, wo also die Interferenzringe sehr gedrängt liegen, oder es wurde der Interferenzapparat aus dem Strahlengange entfernt. Bei den Etalonaufnahmen geschah dies in der Regel.

Um momentane Einflüsse von Wärmeströmungen unschädlich zu machen, wurde das ganze System S_1E mit einem Pappkasten umgeben, der zwei Öffnungen bei S_1 und E besaß.

Erschütterungen, die durch starkes Gehen, Stuhlrücken, vorbeifahrende Gefährte usf. hervorgerufen wurden, machten Expositionen mit dem Interferometer unmöglich. Doch wurden diese Einflüsse fast ganz beseitigt, als das Interferometer auf 50 mm dicke, große Gummistopfen gesetzt war.

Es erübrigen noch Angaben über die Lichtquellen, die ich bei meinen Messungen verwendete. Wie ich schon oben erwähnt habe, lieferte mir die Standardlinie 6438,4696 eine Quarz-Cadmiumlampe von Heräus-Hanau. Sie wurde mit 220 Volt Gleichstrom bei 4—5 Amp. betrieben und wurde mit einem kleinen Induktorium gezündet.

Die benutzten Neon- und Argonröhren stammten von Götze-Leipzig und lieferten ein sehr reines Spektrum.

Die photographischen Platten waren mit Dicyanin A, Pinachrom oder Pinacyanolblau sensibilisiert, wie es dem jeweiligen Bedürfnis entsprach. Die Art der Sensibilisation habe ich früher (l. c.) beschrieben.

Die Art der Berechnung.[1])

Die Theorie liefert für die sogenannte Ordnungszahl eines hellen Ringes die Beziehung

$$n = \frac{2e}{\lambda} \cos \varphi , \tag{1}$$

wo n die Ordnungszahl, e die Dicke der Luftschicht und φ der Einfallswinkel der den hellen Ring erzeugenden Strahlen von der Wellenlänge λ ist. $\cos \varphi$ können wir aus unseren Aufnahmen bestimmen: ist nämlich R der Radius des auf dem Spalt abgebildeten Ringes, $\bar{R}$ der Radius des photographierten

1) Die Rechnungen wurden mit achtstelligen Logarithmen durchgeführt. Benutzt wurde: Bauschinger und Peters' Logarithmisch-Trigonometrische Tafeln mit acht Dezimalen. I. Band. Leipzig 1910.

Ringes. F die Brennweite des die Ringe auf dem Spalt abbildenden Systems (Linse oder Hohlspiegel) und v der Vergrößerungsfaktor des Spektralapparates, so gilt, wie aus einer einfachen Überlegung folgt, die Beziehung:

$$\cos \varphi = \frac{F}{\sqrt{F^2 + R^2}}; \quad \text{wobei} \quad R = v \cdot \bar{R};$$

statt Gleichung (1) schreiben wir also

$$n = \frac{2e}{\lambda} \cdot \frac{F}{\sqrt{F^2 + R^2}}. \tag{2}$$

Kennen wir die Größe e und einen annähernd genauen Wert von λ, so läßt sich n, das eine ganze Zahl sein muß, und damit λ *genau* bestimmen. Die Größe e läßt sich ermitteln, wenn wir eine Linie haben, die genau gemessen ist; eine solche ist aber Cadmium 6438,4696, die allen Interferometermessungen zugrunde liegt. Für diese Standardlinie gilt also nach (2)

$$2e = n_s \cdot \lambda_s \cdot \frac{\sqrt{F^2 + R_s^2}}{F}. \tag{3}$$

Setzen wir (3) in (2) ein, so folgt, wenn wir die Charakteristiken der unbekannten Linie mit Index x versehen:

$$n_x = \frac{n_s \cdot \lambda_s}{\lambda_x} \sqrt{\frac{F^2 + R_s^2}{F^2 + R_x^2}}. \tag{4a}$$

Die einzige Größe, die wir aus unseren Messungen direkt ermitteln können, ist der Wurzelausdruck.[1]) In der praktischen Durchführung der Rechnung ist es nun von Vorteil, für gewisse Ausdrücke in (4a) Abkürzungen einzuführen; $(F^2 + R_s^2)$ bezeichne ich mit φ_s, $(F^2 + R_x^2)$ entsprechend mit φ_x und φ_s/φ_x mit Φ^2. Wir schreiben jetzt also (4a) in der Form:

$$n_x = \frac{n_s \cdot \lambda_s}{\lambda_x} \Phi. \tag{4}$$

In dieser Formel ist uns außer Φ und λ_s alles unbekannt; höchstens kennen wir λ_x bis auf ein paar Hundertstel Å.-E. (aus Gittermessungen) genau. Durch einen Kunstgriff aber können

1) In allen bisherigen Berechnungsweisen ersetzt man diese Wurzel durch einen Näherungswert (für kleines φ). Die hier gegebene genaue Formel gilt für beliebiges φ und macht für die Berechnung nicht mehr Schwierigkeiten als die Näherungsformel.

wir uns die genaue Größe von n_s verschaffen. Dieser Kunstgriff, der zuerst von Lord Rayleigh angewendet wurde, fußt bekanntlich darauf, daß n_x und n_s ganze Zahlen sein müssen. Ich versage mir jedoch hier eine genaue Beschreibung der Methode, da sie bei Rayleigh, Eversheim und Werner eingehend behandelt ist.

Führt man nun nach dem Rayleighschen Verfahren mit verschiedenen bekannten Linien Bestimmungen der n_x durch, so findet man, daß bei ganzzahligem n_s keineswegs auch n_x eine ganze Zahl ist. Die berechneten n_x sind vielmehr Zahlen, die um wenig größer oder kleiner als eine ganze Zahl sind; „n_x berechnet" läßt sich also schreiben „$n_x \pm \varepsilon$", wo $\varepsilon < 1$ ist. Diese Abweichung ε, die man bei der Berechnung von Wellenlängen unbedingt in Betracht ziehen muß, schreibt man der Phasenänderung eines Lichtwellenzuges bei der Reflexion an Metalloberflächen zu; doch ist das Phänomen theoretisch wie experimentell noch keineswegs geklärt. *Vorstellen* kann man sich die Sachlage nach Fabry und Perot so, daß nicht die *geometrische* Oberfläche die reflektierende Schicht ist, sondern eine tieferliegende, und daß diese „optische Oberfläche" für jede Wellenlänge eine andere ist, da sich zeigt, daß ε mit der Wellenlänge variabel ist.

Um nun diesem Phasensprung gerecht zu werden, müssen wir also Gleichung (4) schreiben:

$$n_x \pm \varepsilon_x = \frac{n_s \cdot \lambda_s}{\lambda_x} \Phi. \tag{5}$$

Damit ist aber außer λ_x noch eine Unbekannte ε_x eingeführt. (n_x selbst läßt sich ja, wie oben angedeutet, gewöhnlich genau finden, falls λ_x bis auf ca. $^1/_{10}$ Å.-E. bekannt ist.) Da nun ε_x eine stetige Funktion der Wellenlänge ist, so läßt es sich ziemlich leicht ermitteln für ein Gebiet, wo schon verschiedene Wellenlängen genau bekannt sind, also im ganzen Gebiet unterhalb 6500 Å.-E.; denn dann ist ε_x offenbar die einzige Unbekannte in der Gleichung (5). Bestimmt man so ε_x für ein paar Linien und stellt mit den erhaltenen Werten die Funktion $f(\lambda, \varepsilon) = 0$ graphisch dar, so kann man aus der so erhaltenen Kurve das ε_x jeder beliebigen Wellenlänge ermitteln. Die Durchführung einer solchen Bestimmung findet man wieder bei Rayleigh, Eversheim und Werner.

Schwieriger gestaltet sich die Bestimmung in einem unbekannten Gebiet, d. h. in einem Teile des Spektrums, wo nur 0,1 Å.-E. durch Gittermessungen noch sichergestellt sind.

Hier kann man verschiedene Verfahren anwenden, bei denen überall der Grundsatz gilt, daß der Phasensprung nur von der Silberfläche, nicht aber von der Dicke der Luftschicht abhängig ist. Diese verschiedenen Bestimmungsarten möchte ich hier näher besprechen.

Auf eine solche Methode werden wir durch folgende Betrachtung geleitet.

Nach der Formel für n_x:

$$n_x + \varepsilon_x = \frac{n_s \cdot \lambda_s}{\lambda_x} \Phi$$

können wir, wie wir eben sahen, ε_x bestimmen, wenn wir λ_x genau kennen. Wir fragen nun: Wie genau muß λ_x bekannt sein, damit (Fehler in Φ betrachten wir hier nicht) $n_x + \varepsilon_x$ bis auf 0.005 genau wird, wenn n_x annähernd 30000 ist und λ_x in der Nähe der Wellenlänge 6000 Å.-E. liegt? (Dies entspricht einem Plattenabstand von 9 mm.) Offenbar stehen die Fehler Δn_x und $\Delta \lambda_x$ in folgender Beziehung (ε_x lasse ich weg):

$$\Delta n_x = n_x \frac{\Delta \lambda_x}{\lambda_x}$$

oder

$$\Delta \lambda_x = \frac{\lambda_x}{n_x} \Delta n_x,$$

also für unser Beispiel:

$$\begin{aligned} \Delta \lambda_x &= \frac{6 \cdot 10^{-4}}{3 \cdot 10^4} \cdot 5 \cdot 10^{-3} \\ &= 10 \cdot 10^{-11} = 10^{-10}\,\text{mm} \\ &= 0{,}001\ \text{Å.-E.} \end{aligned}$$

Das heißt also: Um mit einem Abstand der Interferometer- oder Etalonplatten von 9,0 mm den Phasenpsrung für die Wellenlänge λ_x bis auf 0,005 bestimmen zu können, ist die Genauigkeit von 0,001 Å.-E. in der Wellenlänge λ_x erforderlich.

Fordern wir nun immer die Genauigkeit von 5 Einheiten der dritten Dezimalen in der Ordnungszahl n_x, so sehen wir aus der allgemeinen Formel, daß, je kleiner n_x gemacht wird, um so größer der Fehler $\Delta \lambda_x$ sein darf.

Fragen wir uns nun: Welche Entfernung müssen die Interferometerplatten haben, damit ich den Phasensprung für eine Linie λ_x auf 0,005 bestimmen kann, wenn λ_x mit einem Fehler von 0,1 Å.-E. behaftet ist.

Unsere allgemeine Formel liefert zunächst

$$n_x = \frac{\lambda_x \cdot \Delta n_x}{\Delta \lambda_x},$$

also für eine Wellenlänge 6000 Å.-E.

$$n_x = \frac{6 \cdot 10^{-4} \cdot 5 \cdot 10^{-3}}{1 \cdot 10^{-8}}$$
$$= 30 \cdot 10 = 300,$$

woraus folgt, daß die Entfernung der Platten 0,09 mm sein müßte. Bei solch kleinen Abständen rücken aber die einzelnen Ringe so weit auseinander, daß man mit unserer Anordnung nicht arbeiten könnte. Man müßte hier schon, wie Fabry und Buisson es auch einmal gemacht haben, mit Fernrohr und Teilkreis den Winkel q und damit Φ bestimmen, eine Methode, die im unsichtbaren Gebiete aber nicht anwendbar ist.

Die Methode läßt sich aber auch für diese Bedürfnisse abändern. Verengen wir nämlich den Spalt des stark dispergierenden Spektralapparates und schicken durch die dünne planparallele Luftschicht weißes Licht, so erhalten wir ein „kanneliertes Spektrum".[1]) Jedem Interferenzstreifen entspricht eine Wellenlänge λ und eine Ordnungszahl n. Die erstere läßt sich mit einem Hilfsspektrum auf ein paar Hundertstel Å.-E. bestimmen. Die Ordnungszahl findet man durch Abzählen der Interferenzstreifen.

Fassen wir zwei Streifen ins Auge (ihre Ordnungszahlen seien n und $n + k$). Es gilt die Beziehung

$$n \cdot \lambda = (n + k)\, \lambda_k .$$

Bekannt ist λ, λ_k und k, woraus n zunächst näherungsweise (z. B. 103,006) folgt. Für n nehme ich nun die nächste ganze Zahl (103) und berechne nun für die verschiedenen Fransen

1) Vgl. auch E. Edser u. C. P. Butler, Phil. Mag. **46**. p. 207—216. 1898. Die Interferenzstreifen sind Kurven 4. Ordnung. Für die Länge des Spaltes sind sie jedoch nur schwach gebogene Linien (konkav gegen kleine Wellenlängen). Die folgenden Rechnungen gelten nur für gleiche Bildpunkte des Spaltes bei den verschiedenen Streifen.

die zugehörige Ordnungszahl $n + k$ aus den Wellenlängen der Fransen nach der obigen Formel.

Diese Ordnungszahlen müßten immer ganze Zahlen sein; tatsächlich erhält man aber z. B.

für den Streifen 103 . . . . 103 (Grundstreifen; n als ganz angenommen),
„ „ „ 145 145,005,
„ „ „ 190 . . . . 190,009 usf.

Diese Abweichungen stellen den Phasensprung dar.

Eine dritte Methode, die den Phasensprung ebenfalls aus einer einzigen Distanz bestimmt, benutzt nicht die Kurven gleicher Neigung, sondern *die* gleicher Dicke. Sie ist bei Fabry und Perot (l. c.) sowie Eversheim (l. c.) ausführlich besprochen.

Außer diesen Methoden wird häufig folgende Bestimmungsart des Phasensprunges benutzt:

Man macht zwei Aufnahmen (I und II) bei verschiedenen Dicken der Luftschicht. Dann werden für eine Wellenlänge λ_x die Gleichungen gelten:

$$(n_x)_{\mathrm{I}} \pm \varepsilon = \frac{n_{\mathrm{I}} \cdot \lambda_s}{\lambda_x} \Phi_{\mathrm{I}} \tag{6a}$$

und

$$(n_x)_{\mathrm{II}} \pm \varepsilon = \frac{n_{\mathrm{II}} \cdot \lambda_s}{\lambda_x} \Phi_{\mathrm{II}}, \tag{6b}$$

woraus, durch Elimination von ε folgt:

$$\lambda_x = \lambda_s \cdot \frac{n_{\mathrm{I}} \cdot \Phi_{\mathrm{I}} - n_{\mathrm{II}} \cdot \Phi_{\mathrm{II}}}{(n_x)_{\mathrm{I}} - (n_x)_{\mathrm{II}}} . \tag{7}$$

Hat man so λ_x gefunden, so erhält man durch Einsetzen von λ_x in (6a) oder (6b) den Wert von ε.[1]) Bestimmt man auf diese Weise ε für verschiedene scharfe Linien, so kann man auch hier eine Phasensprungkurve konstruieren und für alle übrigen Linien die Wellenlänge nach den Gleichungen (6) berechnen.

Es erhebt sich nun die Frage, welche dieser Methoden sich am geeignetsten erweist. Abgesehen von der ersten, die ja nur für den sichtbaren Spektralteil in Betracht kommen

1) Die Größe ε muß sich natürlich aus beiden Gleichungen gleich ergeben; ist dies nicht der Fall, so liegen Rechenfehler vor. Vgl. hierzu die Arbeit von H. Werner.

kann, habe ich alle übrigen versucht und gebe der letztgenannten den Vorzug.

Die Methode der „kannellierten Spektren" erscheint einfach und bequem, zumal, wenn man einen Gitterapparat zur Verfügung hat. Die Interferenzen sind jedoch zu unscharf, als daß man mehr als mittelmäßige Resultate erzielen könnte.

Die Methode der keilförmigen Blättchen, die Eversheim stets, Fabry, Perot und Buisson manchmal anwenden, scheint mir zwei Nachteile zu haben: einmal erhält man den Phasensprung nur für ganz bestimmte Stellen der Silberschicht, deren exakte Homogenität man wohl nie garantieren kann, und dann muß insbesondere in Betracht gezogen werden, daß das ganze Abbildungssystem umgebaut werden muß, da die Interferenzringe im Unendlichen, die Interferenzstreifen der keilförmigen Schicht im Endlichen liegen. Die Benutzung eines zweiten Aufbaues kann aber auf die Messungen ungünstig wirken. Außer dem eigentlichen Phasensprung kann nämlich nach Versuchen, die ich angestellt habe, noch ein „Pseudophasensprung" durch ungenaue Fokusierung und ferner durch nicht exakte Erfüllung der Planparallelität der Luftschicht hervorgerufen werden, Punkte, auf die ich noch weiter unten zu sprechen kommen werde.

Solche Fehler heben sich nun bei der Ermittlung aus verschiedenen Distanzen viel eher heraus als bei den übrigen Methoden, und deshalb habe ich auch endgültig nach dieser Methode gemessen.

Nicht nur für einige Linien habe ich den Phasensprung bestimmt, sondern für jede, die stark und scharf war. Dadurch konnte ich die Phasensprungkurve mit genügender Genauigkeit festlegen.

Nach den oben angeführten Formeln (6) und (7) zu rechnen, ist außerordentlich mühsam, und ich ging deshalb darauf aus, ein einfacheres Mittel zu finden, das das gleiche leistet. Hierbei kam ich auf folgende Bestimmungsart.

Zunächst werden für jede benutzte Distanz die Wellenlängen der betreffenden Linien ohne Berücksichtigung des Phasensprunges berechnet. Die den einzelnen Distanzen entsprechenden Werte werden also im allgemeinen um einen kleinen Betrag voneinander abweichen. Die Kenntnis dieser Abweichung (unten „$\delta\lambda$") sowie der den einzelnen Distanzen

entsprechenden Ordnungszahlen setzen uns in den Stand, den Phasensprung ε zu bestimmen.

Betrachten wir zunächst folgenden Fall. Es liegen zwei Messungen vor:

Distanz	Ordnungszahl	Wellenlänge unkorrigiert
d_1	n_1	λ_1
d_2	n_2	λ_2

und es soll $d_1 < d_2$ sein.

Ändere ich nun die Ordnungszahlen um die *gleiche* kleine Größe ε, so ändern sich auch die Wellenlängen, aber *nicht* um einen *gleichen Betrag*; vielmehr ändert sich das der kleineren Ordnungszahl (n_1) entsprechende λ_1 mehr, als λ_2 (es ist doch $\lambda = \frac{2e}{n}$, also $\Delta\lambda = -\lambda\frac{\Delta n}{n}$) und offenbar kann ich gerade um eine solche Größe $\pm\varepsilon$ variieren, daß $\lambda_1' = \lambda_2'$ wird. Diese Größe ε ist aber nichts anderes als der Wert des Phasensprunges.

Diese Überlegung, in Formel gefaßt, liefert die vereinfachte Berechnungsart.

Der Ordnungszahl n_1 entspreche die Wellenlänge λ_1,
„ „ n_2 „ „ „ λ_2,
„ „ $n_1 + \varepsilon$ „ „ „ $\lambda_1 + \Delta_1$,
„ „ $n_2 + \varepsilon$ „ „ „ $\lambda_2 + \Delta_2$.

Ist ε der Phasensprung, so ist aber

$$\lambda_1 + \Delta_1 = \lambda_2 + \Delta_2 = \lambda_x;$$

oder, da

$$\Delta_1 = \lambda_1 \cdot \frac{\varepsilon}{n_1} \quad \text{und} \quad \Delta_2 = \lambda_2 \cdot \frac{\varepsilon}{n_2}$$

ist, so folgt

$$\Delta_1 - \Delta_2 = \varepsilon\left(\frac{\lambda_2}{n_2} - \frac{\lambda_1}{n_1}\right).$$

Da aber $\Delta_1 - \Delta_2 = \lambda_2 - \lambda_1 = \delta\lambda$ ist, so ergibt sich (da hier $\lambda_2 = \lambda_1 = \lambda_x$ gesetzt werden kann):

$$\varepsilon = \frac{\delta\lambda}{\lambda} \cdot \frac{n_1 \cdot n_2}{n_1 - n_2} = \frac{\delta\lambda}{2} \cdot \frac{n_1 \cdot n_2}{d_1 - d_2}$$

(d_1 und d_2 sind die zu n_1 und n_2 gehörenden Distanzen).

Zu dieser Berechnung genügt ein Rechenschieber, während die andere Art achtstellige Logarithmen erfordert.

Viel übersichtlicher gestaltet sich aber die *graphische Lösung.* Wir stellen den Zusammenhang von Wellenlängen- und Ordnungszahlenänderung graphisch dar. Es ist

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda}{n}\Delta n,$$

wir erhalten also gerade Linien durch den Ursprung. In der Fig. 4, für die $\lambda = 6000$ Å.-E. angenommen ist, sind zwei Geraden gezeichnet, entsprechend den Distanzen 3 und 10 mm; Eine Änderung $\Delta n = \varepsilon$ suchen, für die die oben angeführte

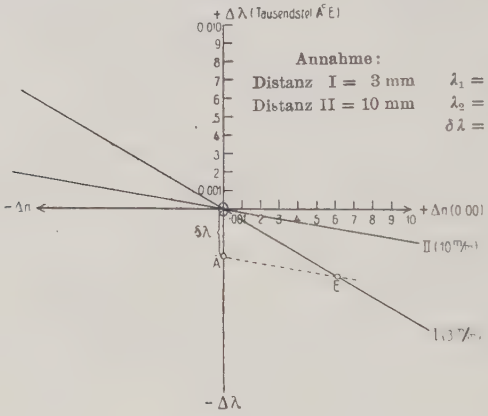

Fig. 4.

Wellenlängendifferenz $\delta\lambda$ ausgeglichen wird, heißt die Abszisse Δn angeben, für die der Ordinatenabschnitt zwischen den beiden Geraden gleich $\delta\lambda$ ist. Konstruktiv gestaltet sich also die Sache wie folgt: Auf der Ordinatenachse tragen wir von O aus $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ ab, ziehen durch den Endpunkt A mit Gerade II eine Parallele, die die Gerade I in E trifft; die Abszisse dieses Punktes ist gleich ε.

Für die graphische Berechnung genügt natürlich *ein* Quadrant, da man leicht erkennt, ob ε positiv oder negativ ist.

Aus dieser graphischen Darstellung ersieht man auch ohne weiteres, daß (bei gleicher Meßgenauigkeit) die Ermittlung von ε um so sicherer ist, je größer die Differenz der Distanzen ist. Wir ersehen auch leicht, wie groß die Genauigkeit des ermittelten ε ist. Ist die Meßgenauigkeit (ohne Berücksichtigung des Phasensprunges) $\pm$ 0,001 Å.-E., also der maximale

Fehler von $\delta\lambda \pm 0{,}002$ Å.-E., so folgt leicht aus der Zeichnung, daß der größte Fehler, der ε anhaften kann, 0,005 Einheiten der Ordnungszahl beträgt.

Um die Geraden rasch zeichnen zu können, habe ich mir für jede Distanz eine Kurve (Parabel) berechnet, aus der für jede Wellenlänge die Änderung von λ abgelesen werden kann, die der Änderung von n um 0,010 Einheiten entspricht. Dadurch wird die Rechnung ganz vermieden.

Zur Erläuterung der Methode sei hier ein beliebiges Beispiel aus meinen Messungen angeführt.

Aufnahme XIII, 1. Distanz 8,015 mm.
Wellenlänge ohne Phasensprung: 6402,2462 ($n = 25{,}026$).

Aufnahme XXI, 2. Distanz 25,192 mm.
Wellenlänge ohne Phasensprung: 6402,2459 ($n = 78\,694$).

Die Formel für ε liefert also

$$\varepsilon = \frac{0{,}0003}{6402} \cdot \frac{250 \cdot 787}{537} \cdot 10^{-3},$$

$$\varepsilon = +\,0{,}0017.$$

Dasselbe Resultat liefert die Zeichnung.

Natürlich wird man sich über die Größenordnung nie besinnen müssen, da ein kurzer Überschlag diese ergibt; man wird also nur zu rechnen haben:

$$\varepsilon = +\,\frac{3{,}25 \cdot 79}{64 \cdot 54} = 17.$$

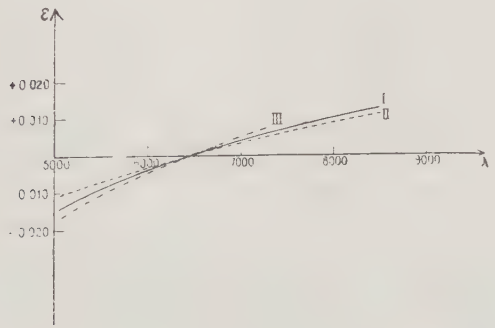

Fig. 5.

Die Fig. 5 gibt den Verlauf der Phasensprungkurve für drei verschiedene, aber auf dieselbe Weise erhaltene Silber-

schichten. Die Beträge für die Phasensprünge sind durchweg gering und die Kurven zeigen einen fast linearen Verlauf.

Fehlerquellen. Bei der angewandten Methode ist es ein weiter Weg, bis man zu der endlich errechneten Wellenlänge kommt; demgemäß sind auch die Fehlerquellen zahlreich, denen man zum Opfer werden kann. Wie man aus der (unverkürzten) Grundformel:

$$\lambda_x = \frac{n_s \cdot \lambda_s}{n_x} \sqrt{\frac{F^2 + v_s^2 \cdot R_s^2}{F^2 + v_x^2 \cdot R_x^2}}$$

ersehen kann, sind sechs Entfernungen direkt zu messen. Sind in diesen Messungen Fehler vorhanden, die nicht zufälliger Natur sind, sondern durch Anordnungsmängel bedingt werden, so kann man wohl annehmen, daß sie im allgemeinen symmetrisch sind, d. h. daß ein Fehler bei der gesuchten Linie demselben Fehler bei der Standardlinie entspricht. Eine genauere Diskussion, die jedoch hier übergangen werden soll, zeigt dann, daß solche Fehler sich herausheben, wenn man bei der Rechnung die R_s und R_x verwendet, die einander möglichst nahe kommen. Diese Regel habe ich möglichst eingehalten.

Am meisten Einfluß auf die Bestimmung hat die Ermittlung des Vergrößerungsfaktors v. Da der schließlich verwendete Spektralapparat Glasoptik enthielt, war v nicht konstant, sondern variabel durch das ganze Spektrum. Dieser Faktor v wurde, wie üblich, gemessen, indem auf den Spalt parallele feine Drähte (0,02 mm) gespannt waren, die sich auf der Platte als weiße Marken in jeder Linie zu erkennen geben. Durch Ausmessung der Distanzen auf dem Spalt und der Platte wird v gefunden. Die Werte wurden zu einer Kurve zusammengetragen, deren (fast linearer) Verlauf sich aus der folgenden Tabelle ersehen läßt.

λ in Å.-E.	5000	6000	Cd 6438	7000	8000	8500
Gegenstand / Bild	0,6966	0,6921	0,6909	0,6886	0,6859	0,6846

Wie schon oben erwähnt wurde, war es, um größte Helligkeit zu erzielen, bei den gegebenen Öffnungsverhältnissen des

Spektralapparates wünschenswert, die ganze Fläche der Etalon- und Interferometerplatten zu verwenden. Es zeigte sich jedoch, daß dies wenigstens für die Etalons nicht anging. Schon die ersten Messungen nämlich, die mit Etalon an bekannten Eisenlinien ausgeführt wurden, zeigten so große Abweichungen voneinander, die von bloßen Meßfehlern nicht herrühren konnten.

Als Grundlinie nahm ich Eisen 6494 und berechnete mit Hilfe der anderen internationalen Werte eine Phasensprungkurve. Dabei zeigte sich, daß ich bei verschiedenen Distanzen verschiedene Kurven erhielt. Nach langen erfolglosen Versuchen zeigte sich der Grund für diese Tatsache in dem mangelhaften Zustande der Etalons. Einmal war der eine der verwendeten Ringe nicht genau planparallel, so daß durch starkes Anziehen der Druckfedern die Platten justiert werden mußten. Außerdem waren aber auch die Platten nicht genau plan gearbeitet, was sich durch die Untersuchung bei sehr geringer Distanz bestätigte. Selbst bei genauester Justierung blieb noch eine kleine Bewegung der Ringe bestehen, die zu erkennen gab, daß die Dicke der Luftschicht in der Mitte kleiner als am Rande war: durch das Anziehen der Schrauben wurden die Platten ein wenig durchgebogen. Diese Durchbiegung wurde durch die mangelhafte Lage des Druckpunktes der Justierfedern begünstigt; dieser lag (vgl. Fig. 6a) nicht senk-

Fig. 6a.

Fig. 6b.

recht über den Auflageflächen der Quarzringe, sondern mehr nach innen. Bei dem in der Werkstatt hergestellten Etalon wurde darauf Rücksicht genommen (vgl. Fig. 6b). Durch Polieren des fehlerhaften Ringes gelang es, die *Durchbiegungen* vollständig zu beseitigen. Die Wirkung der kleinen *fehlerhaften Stelle* der Platten wurde durch Ausblenden unschädlich gemacht.

Daß es sich tatsächlich um kleine Durchbiegungen handelt, konnte ich bei dem Interferometer beobachten. Hier werden die einzelnen Platten durch Federdruck in einem Rahmen festgehalten, und schon durch leichtes Anspannen der Federn konnte ich eine an der entsprechenden Bewegung der Ringe gut merkbare Durchbiegung der Platten hervorrufen, die erst verschwand, wenn die Platten nur so stark in den Rahmen gespannt wurden, daß sie eben festsaßen.

Besonders stark trat die Biegung auf bei den Distanzstücken aus Fahrradstahlkugeln. Diese besitzen nämlich durchaus nicht die Homogenität, die ihnen vielfach zugeschrieben wird.

Diese Durchbiegungen erkennt man natürlich auch schon an dem Aussehen der Interferenzen im Spektralapparat, also ohne daß man das Auge vor dem Etalon hin- und herbewegt und das Wandern der Ringe beobachtet.

Die Ringe sehen dann verwaschen aus, und der Ort größter Schärfe scheint nicht mehr in der Brennebene des abbildenden Hohlspiegels zu liegen. Als ausgezeichnetes Kriterium für tadellose Justierung der Platten fand ich die Beobachtung der Umkehrung der Linie 6402 (vgl. unten). Sind die Platten nicht streng planparallel ausgerichtet, so ist der Absorptionsstreifen nicht mehr scharf begrenzt.

Bevor ich nun die *Messungen* mitteile, möchte ich noch darauf hinweisen, daß die Linien der beiden gemessenen Spektren sich vor allen bisher angewandten als Normalen bei der Erforschung des äußersten Rots eignen. Linienarm sind fast alle Spektren in dieser Gegend. Eine Ausnahme davon scheint nach den Messungen von Eder[1]) Gadolinium zu machen. Solange hier aber keine weitgehenden genauen Messungen vorliegen, muß man sich eben mit linienarmen Spektren begnügen und behelfen.

In den auf nebenstehender Seite befindlichen zwei Tabellen folgen die Messungen.

1) J. M. Eder, Sitzungsbericht d. k. Akad. d. Wiss. in Wien, Mathemat.-naturwissensch. Klasse, Abt. IIa. 124. Band. Sitzung vom 4. März 1915.

Die Resultate der Messungen.

1. Neon.

Meissner international	Priest	Baly-Watson	Baly-Watson international
5852,4875	5852,4862	5852,64	5852,45
5881,896	5881,8958	5882,05	5881,85
5944,834	5944,8344	5945,00	5944,80
5975,534	—	5975,78	5975,58
6029,999	—	6030,20	6030,00
6074,337	6074,3383	6074,51	6074,29
6096,162	6096,1608	6096,36	6096,15
6143,061	6143,0600	6143,31	6143,10
6163,594	—	6163,76	6163,55
6217,279	—	6217,47	6217,29
6266,495	6266,4948	6266,69	6266,51
6304,789	6304,7929	6304,98	6304,79
6334,428	—	6334,65	6334,46
6382,991	6382,9882	6383,14	6382,95
6402,2460	6402,2392	6402,43	6402,22
6506,527	—	6506,69	6506,48
6532,881	—	6533,08	6532,86
6598,953	—	6599,18	6598,95
6678,275	—	6678,50	6678,27
6717,042	—	6717,22	6716,99
6929,465	—	6929,78	6929,50
7032,410	—	7032,65	7032,39
7173,938	—	7174,25	7173,98
7245,165	—	7245,47	7245,20
7438,885	—	—	—
7488,85	Gittermessung.,	—	—
7535,78	geringere	—	—
7544,08	Genauigkeit	—	—

2. Argon.[1])

Meissner intern.	Runge u. Paschen	Runge	Paschen	Bemerkungen
6965,432	6965,81			
7067,218	7067,54			
7383,978	7384,22	7384,18		
7503,868	7504,5	7504,04	7506,0	
7514,648	7515,4	7514,77	7511,4	
7635,107	7636,2	7635,19	7635,4	
7723,760		7724,15	7723,9	schwache Komponente
7724,210				starke Komponente
7948,177		7948,32	7948,1	
8006,158		8006,00	8009,7	
8014,786		8014,73	8015,6	
8103,691			8103,17	
8115,310			8115,96	
8264,525			8265,18	
8408,216			8405,70	
8424,650			8425,8	

1) Die Wellenlängen der früheren Beobachter nach Kaysers Handbuch der Spektroskopie.

Genauigkeit der Messungen.

Zieht man alle Fehlerquellen, die bei derartigen Messungen da sein können, in Betracht, so werde ich als obere Grenze der Wellenlängenfehler bei Neon 0,0015 Å.-E., bei Argon, soweit es starke Linien sind, 0,002 Å.-E. ansetzen müssen. Der tatsächlich vorhandene Fehler wird jedoch kleiner sein. Diese Annahme wird gestützt durch Kontrollmessungen, die ich mit Helium, Quecksilber und Krypton ausgeführt habe und bei denen die Übereinstimmung mit den bisherigen Messungen eine ganz vorzügliche war. Eine Ausnahme macht die gelbe Quecksilberlinie 5790. Fabry und Perot bestimmen als Wellenlänge 5790,6593, während mein Wert 5790,6634 ist; mein Wert der anderen gelben Linie 5769,5982 stimmt mit dem von Fabry und Perot (5769,5984) sehr gut; ebenso die grüne.

Ferner konnte ich, dank der Güte von Hrn. Prof. Paschen, mit dem großen Konkavgitter eine Kontrollaufnahme Neon-Helium-Argon-Eisen ausführen. Es wurden dabei Helium 6678 und einige Eisenlinien gegen Neon gemessen; diese Werte stimmten mit den bekannten ebenfalls gut überein.

Struktur der untersuchten Linien.

Die Struktur der untersuchten Neonlinien ist durchweg eine einfache. Nur für die Linie 5852 ist ein sehr schwacher Begleiter wahrscheinlich. Beobachtet man bei senkrechter Kapillare, so sind alle Linien scharf und sehr schmal; nur 6402 ist deutlich mindestens doppelt so breit wie die übrigen Linien. Beobachtet man jedoch bei Kapillare „end-on", so wird das Bild ein wesentlich anderes: fast alle starken Neonlinien erscheinen umgekehrt, sehr stark wiederum die Linie 6402. Auch dieses Bild zeigt Differenzierungen in der Breite der Umkehrungen und der Intensität, je nach der Entladungsrichtung in der Kapillaren. Leider konnte ich aus Zeitmangel diese interessanten Erscheinungen nicht weiter verfolgen; doch hoffe ich, sie noch untersuchen zu können. Hier will ich nur eine kurze Liste der umgekehrten Linien anführen.

Bei Kapillare „end-on" zeigen folgende Linien Umkehrung. (Die grünen sind einfach!)

5852	6143	6402	6717
5881	6163	6506	6929
5944	6266	6533	7035
6074	6334	6599	7245
6096	6382	6678	

Die Messungen von Priest.

Zum Schluß habe ich mich noch mit den Messungen der Neonwellenlängen durch J. G. Priest[1]) auseinanderzusetzen. Wie aus der obigen Zusammenstellung hervorgeht, weichen einige meiner Werte ganz beträchtlich von den seinigen ab. Bei der starken Linie 6402 ist der Unterschied nicht kleiner als 0,006 Å.-E. Solche Differenzen durften nicht ungeklärt bleiben, und deshalb wurde gerade diese Linie von mir unter den verschiedensten Bedingungen gemessen mit Distanzen zwischen 3,1 und 25 mm. Immer erhielt ich übereinstimmende Werte. Meine Bestimmung kann unmöglich um einen solchen Betrag falsch sein. Wohl aber kann der Fehler in der Priestschen Methode begründet sein, die zur Voraussetzung hat, daß die Standardlinie und die zu messende Linie die gleiche oder wenigstens nahezu die gleiche Breite besitzen. Diese Voraussetzung ist für 6402 auf keinen Fall erfüllt, wie aus meinen Aufnahmen bei großer Distanz deutlich hervorgeht. (Vgl. dagegen Priest: „Examination of these radiations by the echelon, as well as by the interferometer, shows that the width for cadmium red is very nearly equal to the width for the neon lines".) Priest selbst gibt an, daß die genaue Formel für seine Methode lauten müßte:

$$\lambda_x = \frac{\lambda_s \cdot p_s}{p_x} + \left(\frac{W_x}{2} - \frac{p_s}{p_x}\,\frac{W_s}{2}\right),$$

wo W die Linienbreite ist, und p die Ordnungszahl.

Der Klammerausdruck stellt die Korrektion dar, und wie man sieht, spricht sie zugunsten meiner Messungen. ($W_x > W_s$; p_s/p_x nach Priest zwischen 0,91 und 1,10.)

---

1) J. G. Priest, Bull. of the Bureau of Standards 8. p. 539. 1912.

Vielleicht können über diesen Punkt Messungen von anderer Seite Aufschluß geben.

Diese Arbeit wurde in den Jahren 1914 und 1915 im Physikalischen Institut Tübingen ausgeführt.

Zürich, Juni 1916.

(Eingegangen 21. Juli 1916.)

Anmerkung bei der Korrektur:

Herr A. Ignatieff hat in Tübingen im Jahre 1914 mit dem Interferometer verschiedene ultrarote Linien, darunter auch Argon, bestimmt. Wo die Arbeit veröffentlicht ist, konnte ich nicht in Erfahrung bringen. Seine Werte sind mir unbekannt.